光电子物理基础

徐国昌 凌一鸣 编著

GUANGDIANZI
WULI
JICHU

东南大学出版社

需要全本请访问 www.ertongbook.com

光电子物理基础

徐国昌　凌一鸣　编著

东南大学出版社

·南京·

内 容 提 要

本书系统并简扼地阐述了激光的产生、控制、传输、检测和集成光学最主要的基础理论，力求反映光电子物理领域一些新的研究成果，同时也简要地介绍了气体放电、等离子体和激光动力学基础。全书内容注重理论和应用相结合，提供了较丰富的实例和数据。

本书可作为信息电子类和应用物理类专业本科生的教材，也可供从事光电子技术的科技人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

光电子物理基础/徐国昌，凌一鸣编著，—南京：东南大学出版社，2000，10
ISBN 7-81050-690-0

Ⅰ．光…　Ⅱ①徐…　②凌…　Ⅲ．光电子学　Ⅳ．TN201

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2000)第 49729 号

东南大学出版社出版发行
（南京四牌楼 2 号　邮编 210096）
出版人：宋增民
江苏省新华书店发行　江苏省地质测绘院印刷厂印刷
开本：787mm×1092mm 1/16　印张：13.75　字数：326 千字
2000 年 10 月第 1 版　2000 年 10 月第 1 次印刷
印数：1-2000　定价：18.00 元

（如有印装质量问题，请直接向东南大学出版社发行科调换）
电话：025－3792327，7711295

出 版 说 明

书籍是人类进步的阶梯。教材是教师教学成果的结晶，应是书籍中的珍品。一本好的教材，哺育和影响一代乃至几代人。东南大学一贯重视教材建设工作。近一个世纪来，一批一批的优秀教师写出了一批批优秀教材。据不完全统计，数十年以来，东南大学编写出版了近千种教材，并且在从1989年开始的三届全国优秀教材评选中，共有82种教材获奖，获奖数居全国高校前列。这一成果也是使得东南大学成为全国首批本科教学工作优秀学校的一个重要支撑条件。

面对即将到来的21世纪，东南大学将更加重视人才培养，重视本科和研究生教学，重视教材建设。2002年，东南大学将迎来建校100周年的盛大庆典。为了以实际行动迎接这一节日的到来，学校决定，到2002年出版100本高水平教材，并且在政策上给予大力扶持。经过慎重的讨论和评审，规划工作已经完成，正在逐年落实出版。从今年起，将有一批面向21世纪、体现东南大学教学改革成果的教材陆续面世。我们高兴地看到，中国高等教育的教材园地将更加绚烂多彩。

东南大学教学委员会

1998年8月

前　言

作者多年为东南大学电子工程系及物理系本科生和研究生开设“激光基础”、“光电子物理与技术”、“气体电子学导论”等课程。本书就是在多年教学实践的基础上编著而成的。经东南大学教学委员会慎重讨论和评审，确定为重点教材，也是为建校100周年而出版的100本高水平教材之一。本书由复旦大学陈凌冰教授担任主审。

全书共8章，第1章讨论物质中光的吸收和发射；第2、3章介绍激光的振荡和控制理论；第4章讲授光纤传输的物理基础和研究方法；第5章介绍光辐射的检测；第6章概述集成光学基本原理；第7章介绍气体放电和激光等离子体；第8章简要介绍激光光谱学与激光动力学基础。这些内容可根据不同的教学要求灵活选用。每章末附有习题，供学生复习选用。

光电子物理是内容极其丰富、更新迅速的新兴交叉学科，因此，在编写中注重对基本概念、基础理论的描述，力求论述简明，深入浅出，物理图像清晰，理论体系有特色，同时包含了作者长期在相应研究上的成果；此外，也适当介绍一些基本的研究方法。希望读者通过本书的学习，掌握基本理论知识和研究方法，举一反三，增强独立研究能力。具有普通物理、电磁场理论、半导体物理和量子力学基础知识的读者，可以自学本书。

本书可以作为高等工科院校信息电子学与应用物理类专业本科生或研究生相关课程的教材，也可供从事光电子技术工作的科技人员参考。

本书第1～6章由徐国昌编写，第7、8章由凌一鸣编写，徐国昌统编全稿。在本书编写过程中，承蒙复旦大学伍长征教授参加评审，同时也得到了徐淦卿教授和许小萍老师的指导帮助，在此谨表衷心谢意。由于编者水平有限，书中难免存在错误、不妥之处，敬请读者批评指正。

作者

2000年4月

需要全本请访问 www.ertongbook.com

目 录

物质中光的吸收和发射 …… 1

1.1 气体中光的吸收和发射 …… 1

1.1.1 气体中光的吸收 …… 1

1.1.2 气体中光的发射 …… 1

1.2 固体光学的基本物理常数 …… 2

1.3 固体中光的吸收过程 …… 4

1.3.1 本征吸收 …… 5

1.3.2 激子吸收 …… 11

1.3.3 杂质吸收 …… 12

1.3.4 自由载流子吸收 …… 14

1.4 固体的光发射 …… 15

1.4.1 辐射复合和光吸收的关系 …… 15

1.4.2 辐射复合和非辐射复合 …… 17

1.4.3 本征发光 …… 17

1.4.4 激子复合发光 …… 18

1.4.5 通过杂质的辐射复合 …… 21

1.5 自发发射、受激发射和受激吸收的关系 …… 22

1.5.1 自发发射 …… 23

1.5.2 受激发射 …… 23

1.5.3 受激吸收 …… 23

1.5.4 自发发射、受激发射和受激吸收的关系 …… 23

1.6 谱线的加宽机制 …… 24

1.6.1 均匀加宽 …… 25

1.6.2 非均匀加宽 …… 28

习 题 …… 30

激光的振荡 …… 31

2.1 激光的速率方程 …… 31

2.1.1 三能级系统 …… 31

2.1.2 四能级系统 …… 32

2.2 振荡的阈值条件 …… 33

2.3 光学谐振腔与激光模式 …… 35

2.3.1 纵模和横模 …… 35

2.3.2 谐振腔结构稳定性 …… 37

2.3.3 谐振腔的限模作用 …… 43

2.4 增益系数 …… 44

2.5 均匀加宽跃迁中的增益饱和与激光振荡 …… 46

2.5.1 激光介质增益饱和现象 …… 46
2.5.2 均匀加宽跃迁中的激光振荡 …… 50
2.6 非均匀加宽跃迁中的增益饱和与激光振荡 …… 51
习 题 …… 54
3 光束的控制 …… 56
3.1 改变激励电流的内调制 …… 56
3.2 改变激光谐振腔参量的内调制 …… 57
3.2.1 激光的腔内电光调制 …… 57
3.2.2 Q调制 …… 60
3.2.3 锁模 …… 61
3.3 用电光晶体的外调制 …… 64
3.3.1 电光振幅调制 …… 64
3.3.2 电光相位调制 …… 67
3.4 用声光效应的外调制 …… 69
3.5 光束的偏转 …… 71
3.5.1 电光偏转 …… 71
3.5.2 声光偏转 …… 73
3.6 光子与声子相互转化的光束控制 …… 73
3.7 光束的隔离 …… 74
习 题 …… 75
4 光纤传输的物理基础 …… 77
4.1 光纤的导波原理 …… 77
4.2 光纤的传输特性 …… 86
4.2.1 传输损耗 …… 86
4.2.2 色散特性 …… 89
4.3 光纤压缩光脉冲 …… 93
4.4 光纤孤子的非线性薛定谔方程 …… 94
习题 …… 97
5 光辐射的检测 …… 98
5.1 光电检测的主要物理参数 …… 98
5.2 光电检测的物理机制 …… 99
5.2.1 外光电效应 …… 100
5.2.2 内光电效应 …… 104
5.3 光检测系统的极限 …… 111
习题 …… 115
6 集成光学 …… 116
6.1 集成光路的光传播理论 …… 116
6.2 薄膜器件原理 …… 122

6.2.1 薄膜棱镜和薄膜反射镜 …… 122
6.2.2 薄膜激光器 …… 122
6.2.3 薄膜耦合器 …… 127
6.2.4 薄膜调制器 …… 132
6.2.5 波导型光电探测器 …… 134
6.2.6 波导型滤波器 …… 135
6.3 集成光路 …… 138
6.3.1 场效应管与激光器集成 …… 138
6.3.2 InP 上晶体管与激光器集成 …… 141
6.3.3 集成探测器 …… 141
习题 …… 143
第7章 气体放电与等离子体 …… 144
7.1 气体中带电粒子的产生、运动及消失 …… 144
7.1.1 气体粒子的激发与电离 …… 144
7.1.2 气体中带电粒子在弱电场作用下的运动 …… 149
7.1.3 消电离 …… 154
7.2 气体击穿理论 …… 158
7.2.1 汤生电离系数 …… 159
7.2.2 电子雪崩和气体击穿 …… 160
7.2.3 高气压下的气体击穿 …… 163
7.3 辉光放电与孤光放电 …… 165
7.3.1 辉光放电 …… 165
7.3.2 孤光放电 …… 172
7.4 等离子体的基本物理特性及诊断技术 …… 174
7.4.1 等离子体的基本特性 …… 174
7.4.2 等离子体诊断技术 …… 178
习题 …… 180
第8章 激光光谱学与激光动力学基础 …… 182
8.1 原子与分子的量子态 …… 182
8.1.1 原子能级及符号 …… 182
8.1.2 双原子分子的量子态及符号 …… 184
8.1.3 振动能级粒子数的分布 …… 187
8.2 激光动力学过程的基本概念 …… 188
8.2.1 速率系数与速率方程 …… 188
8.2.2 弛豫时间和弛豫方程 …… 190
8.2.3 速率系数的实验测量 …… 191
8.3 原子和离子气体激光动力学过程 …… 194
8.3.1 共振转移原子气体激光器的动力学过程 …… 194
8.3.2 离子气体激光器的动力学过程 …… 197
8.4 分子气体激光器的动力学过程 …… 200

8.4.1 CO_2 激光器的动力学基本过程 …… 201
8.4.2 激光能级粒子数密度与腔内光强变化速率方程 …… 203
习题…… 208
参考文献…… 209

1 物质中光的吸收和发射

1.1 气体中光的吸收和发射

1.1.1 气体中光的吸收

光的吸收是物质普遍性质。除了真空，没有一种气体或物质对任何波长的电磁波是完全透明的。一般来说，固体中光的吸收波段较宽，而气体中光的吸收波段较窄。

通常用吸收系数 α 来描述气体或介质中光强经过单位距离后的衰减率。令平行光沿 z 方向通过均匀介质传播，设在 z 处光强为 $I(z)$，$z+\mathrm{d}z$ 处光强减少到 $I(z)-\mathrm{d}I(z)$，则吸收系数为

$$\alpha = \frac{-\mathrm{d}I(z)}{I(z)\mathrm{d}z} \tag{1.1.1}$$

由上式可得

$$I(z) = I_0 \mathrm{e}^{-\alpha z} \tag{1.1.2}$$

式中 I_0 为 $z=0$ 处的入射光强。

吸收系数 α 是波长的函数。若 α 值很小，则介质对入射光几乎是透明的。α 值愈大，光波被吸收得愈强烈。

地球大气对可见光、紫外光是透明的，但对红外光的某些波段有吸收，而另一些波段比较透明。透明的波段，称“大气窗口”。波长从1～5μm有 7 个“窗口”如图 1-1 所示。卫星通信和导弹的跟踪、识别、制导常用大功率 CO_2 激光器，它的发射波长为 10.6μm 和 9.6μm，因而波长处于 8～14μm 的透明波段是最重要的大气窗口（见图 1-1）。充分研究大气条件与窗口、吸收系数的关系，对激光雷达、激光制导和激光大气通信有重要价值。

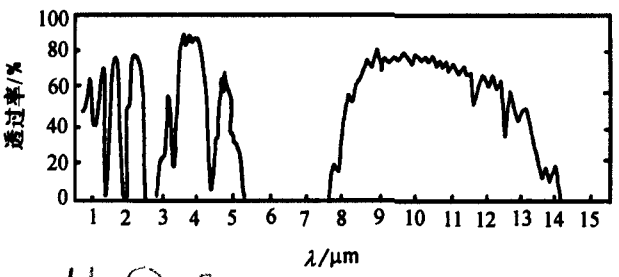

图 1-1 大气窗口

1.1.2 气体中光的发射

在研究气体中光的发射时，为了清楚起见，常把发光的全过程分为以下两个步骤：①气体中可激活系统在吸收光子后跃迁到高的能态；②激活系统回复到较低能态而发射出光子。前一过程称为激发，后一过程称为发射。

气体的激发除了用光量子激发、γ 射线或 X 射线激发外，常采用直流放电、高频放电和微波放电的方法。

在气体放电中，最普遍的激发过程是运动电子与基态原子之间的非弹性碰撞。如果一个电子的动能等于或大于气体原子的某一激发态的位能，则在该电子和原子之间就可能发生非弹性碰撞，结果原子跃迁到一个激发态，而电子失去的动能等于原子激发态的位能。这一过程称为“第一类碰撞”，它是气体放电中激发原子的最重要的过程之一。

上述过程的逆过程也可以发生：一个受激原子可与一个慢电子碰撞并将其位能给予电子，而经碰撞的电子所增加的动能等于原子激发态的激发位能。这属于第二类碰撞。“第二类碰撞”这一术语也被用于这一类碰撞：在这里受激原子与基态原子相碰撞，从而将其位能转变为另一原子的位能。这一类过程在气体激光器中往往是很重要的。

在气体放电中发生的另一类激发过程是共振俘获激发。在这种过程中，一个原于所发射的一个光量子为另一不同的原子所吸收，结果新的原子跃迁到一个激发态。

原子气体在放电管中发射线光谱；不太稀薄的稳定双原子分子气体，如 N_2，NO，CN，CO 等在放电管中发射带光谱，它们的光谱是一段段的带，每一段带包含很多细线，比原子光谱复杂。至于多原子分子光谱，将更为复杂。

激发停止以后，所激发的光立即消失，这种发光称为荧光；激发停止以后，所激发的光仍旧保持一段时间，这种发光称为磷光。通常，在气体中只能观察到荧光，在固体和液体中总伴随磷光。目前，习惯上还沿用这两个名词，实际上，任何形式的发光都存在着衰减过程，表现为余辉现象。

1.2 固体光学的基本物理常数

根据电磁场理论，在介质中沿 z 方向传播的单色平面波，与传播方向垂直的电场强度可表示为

$$E(z,t) = E_0 e^{i(kz-\omega t)} = E_0 e^{i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon'\mu'}z} e^{-i\omega t} \tag{1.2.1}$$

式中：ε' 和 μ' 分别为介质的相对介电系数和相对磁导率；k 为波矢；c 为真空中光速。在一般介电物质中 $\mu'=1$。

当考虑固体中光的吸收时，通常用复介电系数 $\varepsilon^*(\omega)$ 表示：

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_0\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0[\varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)] \tag{1.2.2}$$

式中：$\varepsilon_0 = 8.854\times10^{-12}$F/m 为真空介电系数；$\varepsilon_1(\omega)$ 和 $\varepsilon_2(\omega)$ 分别为复相对介电系数 $\varepsilon(\omega)$ 的实部和虚部。

在研究固体光学时，将只涉及非磁性的电中性介质，即 $\rho=0$，$M=0$。麦克斯韦方程组可简化为

$$\nabla \times E = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \tag{1.2.3}$$

$$\nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} + J \tag{1.2.4}$$

$$\nabla \cdot D = 0 \tag{1.2.5}$$

需要全本请访问 www.ertongbook.com

$$\nabla \cdot H = 0 \tag{1.2.6}$$

上列各式中：$\mu_0 = 1.257\times10^{-6}$H/m 为真空导磁系数；电位移 $D=\varepsilon_0 E+P$；P 为极化强度；H 为磁场强度；J 为电流密度。由基本关系式 $D=\varepsilon_0\varepsilon(\omega)E$，则有

$$P = \varepsilon_0[\varepsilon(\omega) - 1]E \tag{1.2.7}$$

取式(1.2.3)的旋度和式(1.2.4)的时间导数，并消去 H，可得电场 E 的普遍波动方程：

$$\nabla \times (\nabla \times E) + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\mu_0\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \mu_0\frac{\partial J}{\partial t} \tag{1.2.8}$$

上式右边的两项称为源项，这两项是由于介质内部分别存在极化电荷与传导电荷而产生的。求解包含源项在内的波动方程，就可揭示出两种源对光传播影响的程度。在不导电介质中，极化项 $-\mu_0\frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$ 是极其重要的，可解释吸收、色散、双折射和旋光性等光学效应。

在不导电的介质中，极化电荷产生的 P 随时间的变化反映电位移随时间的变化，则有：

$$\dot{P} = J \tag{1.2.9}$$

将式(1.2.7)代入上式，可得

$$\begin{aligned} J &= \varepsilon_0[\varepsilon(\omega) - 1]\dot{E} = \varepsilon_0[\varepsilon_1(\omega) - 1 + \mathrm{i}\varepsilon_2(\omega)](-\mathrm{i}\omega)E \\ &= -\mathrm{i}\omega\varepsilon_0[\varepsilon_1(\omega) - 1]E + \omega\varepsilon_0\varepsilon_2(\omega)E \end{aligned} \tag{1.2.10}$$

式中虚数部分为极化电流，电流与电场相位差 90°，不消耗电磁场能量。实数部分具有欧姆定律形式 $j=\sigma E$，其中 σ 为电导率，$\sigma=\omega\varepsilon_0\varepsilon_2(\omega)$。单位时间电磁场消耗在电偶极子上的能量等于 σE^2，因此单位时间介质所吸收的能量为 $\omega\varepsilon_0\varepsilon_2(\omega)E^2$。因此，知道介质的光吸收功率就可以得到复相对介电系数虚部 $\varepsilon_2(\omega)$ 的值。

由式(1.2.1)式可以看出，折射率 $n=\sqrt{\varepsilon'}$。在吸收介质中，通常用复折射率 $n^*=n+i\chi$ 来描述光学性质，其中 χ 称为消光系数。则复折射率与复相对介电系数之间的关系为

$$n + \mathrm{i}\chi = \sqrt{\varepsilon_1(\omega) + \mathrm{i}\varepsilon_2(\omega)} \tag{1.2.11}$$

可得

$$n^2 - \chi^2 = \varepsilon_1(\omega) \tag{1.2.12}$$

$$2n\chi = \varepsilon_2(\omega) \tag{1.2.13}$$

因此，可以用 $\varepsilon_1(\omega)$，$\varepsilon_2(\omega)$，也可以用 n，χ 描述固体中光的吸收。将式(1.2.11)代入(1.2.1)，由于光强正比于 E^2，从式(1.2.1)可以看出，吸收系数 α 为

$$\alpha = 2\omega\chi/c \tag{1.2.14}$$

因此，固体中光的吸收系数与消光系数成正比。消光系数是光频率的函数，若某一光谱范围消光系数的值大，则固体强烈吸收该光谱范围的光。

许多半导体的光学常数已在宽广的波长范围内测量过了。通常纯净半导体的特征是在近红外或中红外区域内的一定波长处吸收系数迅速下降，在较长的波长处，材料就变得完全透明了。不纯净半导体，从紫外一直到无线电波长都是不透明的。

利用经典电磁理论，我们可以将 n^* 同由下式定义的复介电系数 ε^* 联系起来

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon - \mathrm{i}\frac{\sigma}{\omega} \tag{1.2.15}$$

式中：ε 是通常的介电系数；σ 是电导率。由式(1.2.2)和(1.2.11)知道，n^* 与 ε^* 的关系为

$$n^* = (\varepsilon^*/\varepsilon_0)^{\frac{1}{2}} \tag{1.2.16}$$

比较式(1.2.2)和(1.2.15)，可知 $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_1(\omega)$，$\sigma = \omega\varepsilon_0\varepsilon_2(\omega)$，故由式(1.2.12)与(1.2.13)可得

$$\varepsilon = \varepsilon_0(n^2 - \chi^2) \tag{1.2.17}$$

$$\sigma = 4\pi n\chi\,\nu\varepsilon_0 \tag{1.2.18}$$

式中：$\nu = \frac{\omega}{2\pi}$。这两个式子说明电学参数 ε、σ 与光学系数 n、χ 的关系。当固体为绝缘材料时，电导率 $\sigma=0$，则 $\chi=0$，$n=\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}}$，入射光没有衰减；当 $\sigma\neq0$ 时，则 $\chi\neq0$，折射率为复数，入射光有衰减。

对于垂直入射，反射系数 R 由下式给出：

$$R = \frac{(1-n)^2 + \chi^2}{(1+n)^2 + \chi^2} \tag{1.2.19}$$

可以看出，若 n 和 χ 都很大，则 R 值接近 1。对于其他非垂直的入射角，反射系数与偏振状态有关。在不同的入射角下进行观察，当 χ 不是太小时，n 和 χ 都可以被确定。

1.3 固体中光的吸收过程

各类固体材料的吸收光谱，其具体情况可以有很大差别。通常以一个假设的半导体吸收光谱(图 1-2)为典型例子。

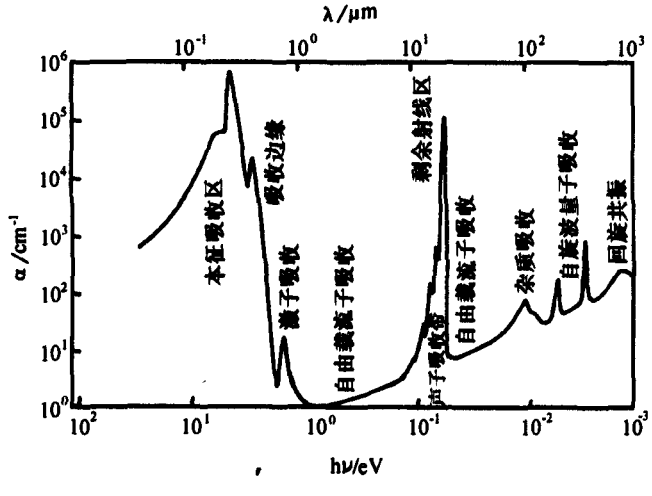

图 1-2 某一假设半导体的吸收光谱

现将固体中光吸收的主要特性说明如下：

本征吸收区对应于价带电子吸收光子后跃迁至导带的强吸收区，它处于紫外可见光

与近红外区。这时，价带中的空穴和导带中的电子是自由的，可以在电场的作用下进行漂移，产生光电导，吸收系数可达 $10^5 \sim 10^6\ cm^{-1}$。在它的低能量端，吸收系数陡然下降，称为吸收边缘。边缘界限对应于价带电子吸收光子($h\nu = E_g$)跃迁至导带的长波限，波长大于此限的光($h\nu < E_g$)不能引起本征吸收。当光波长稍长于吸收边缘界限，若所讨论的晶体是理想完整的，禁带内没有杂质或缺陷能级，这时的光吸收只能把电子激发到禁带中的某些能级上。在低温时，这些能态是比较稳定的(衰减时间约 $10^{-5} \sim 10^{-6}s$)，这时的光吸收不产生光电导，受激电子与空穴是在同一原子(离子)上，这种电子-空穴对构成一个系统，称为激子。由于激子吸收，在这个区域常观察到光谱的精细结构。

当光波长增加到超出本征吸收边时，吸收系数又开始缓慢上升。这是由于电子在导带中和空穴在价带中的带内跃迁引起的，称为自由载流子吸收，它处于整个红外区和微波波段，吸收系数值是载流子浓度的函数。各类固体材料的载流子浓度相差很大，例如，金属的载流子浓度比半导体高得多，具有很强的自由载流子吸收。

在自由载流子吸收区中，当光波长处于 $20 \sim 50\mu m$ 时，存在有入射光子和晶格振动之间的相互作用所引起的一组新的吸收峰。离子晶体吸收系数可达 $10^5 cm^{-1}$，同极晶体吸收系数约为 $10 \sim 10^2 cm^{-1}$。

杂质吸收因固体材料及材料中杂质种类而异。假设杂质具有浅能级(约 0.01eV，如图 1-2 所示)，这种杂质吸收仅在较低温下(使 $kT <$ 杂质电离能，k 为玻尔兹曼常数)，才能被观察到。

与磁性材料有关的自旋波量子吸收和回旋共振吸收是固体物理研究范畴，这里不作讨论。

1.3.1 本征吸收

半导体吸收了一个能量大于禁带宽度 E_g 的光子，电子由价带跃迁到导带，通常称这种吸收为本征吸收。

必须区分两种类型的跃迁：一种是仅涉及一个(或多个)光子的跃迁，称为直接跃迁；另一种是还包含声子的跃迁，称为间接跃迁。

我们还必须区分两种类型的半导体：直接带隙半导体和间接带隙半导体。第一类半导体的导带中最低能量状态的波矢值 k^*_{mn}(通常在 $k=0$ 处)和价带中最高状态的波矢值 k_{max} 相同；除此之外的半导体都属于第二种类型。Si，Ge 和 GaP 是间接带隙半导体的代表。直接带隙半导体的例子是化合物半导体 GaAs，GaSb，InP，InS 和 Zn，Cd，Pb 的硫属化合物等。在第一类中引起本征吸收的跃迁比第二类的稍微简单一些，我们将首先考虑这种类型的半导体。

1) 直接跃迁

直接跃迁是在两个直接能谷之间的跃迁，且由一个带到另一个带的跃迁中，仅垂直跃迁是允许的(图 1-3)。如果取价带顶为能级零点，则每一个 E_i 的初态对应于某个 E_f 的终态，即

---

* 本章中未作具体说明的 k 为波矢

$$E_f = h\nu - |E_i| \qquad (1.3.1)$$

但是在抛物线能带的情形，则有

$$E_f - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \qquad (1.3.2)$$

和

$$E_i = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \qquad (1.3.3)$$

式中：$h=6.626\times10^{-34}$J·s 为普朗克常数，$\hbar=\frac{h}{2\pi}$；E_i 和 E_f 分别为初态和终态的能量；m_e^* 和 m_h^* 分别表示电子和空穴的有效质量。因此可得

$$h\nu - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2}\left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}\right) \qquad (1.3.4)$$

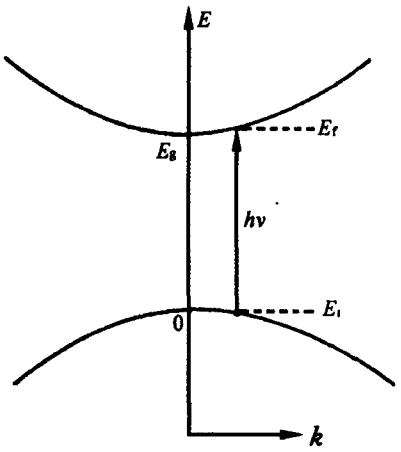

图 1-3　直接跃迁($k_{min}=k_{max}$)

单位体积、单位能量间隔内可以允许存在的终态和初态能量差为 $h\nu$ 的状态对数目，即状态对密度 $N(h\nu)$ 为

$$N(h\nu)\mathrm{d}(h\nu) = \frac{(2m_r)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2\hbar^3}(h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}}\mathrm{d}(h\nu) \qquad (1.3.5)$$

式中 m_r 为折合质量，$m_r^{-1}=m_e^{*-1}+m_h^{*-1}$，在直接跃迁情况下，由能量为 $h\nu$ 的光子所引起的电子跃迁数目与跃迁几率 W_{if} 有关，并与状态对密度 $N(h\nu)$ 成正比。W_{if} 可近似看成常数，因此允许直接跃迁吸收系数可以表示如下：

$$\begin{aligned} \alpha_d &= B(h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}} && h\nu > E_g \\ &\approx 0 && h\nu \leqslant E_g \end{aligned} \qquad (1.3.6)$$

$$B = \frac{\pi e^2 (2m_r)^{\frac{3}{2}}}{nchm\varepsilon_0} f_{if} \qquad (1.3.7)$$

式中：e 为电子或空穴的电荷；m 为自由电子质量；f_{if} 是一个数量级为 1 的因子，称为跃迁的振子强度。若取 $m_e^*=m_h^*=m$，$n=4$，$f_{if}=1$。当 $h\nu>E_g$ 时，则吸收系数为

$$\alpha_d \approx 6.7\times10^4(h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}}(\mathrm{cm}^{-1}) \qquad (1.3.8)$$

若取 $h\nu=1$eV，$h\nu-E_g=0.01$ eV，则有 $\alpha_d\approx6.7\times10^3\ \mathrm{cm}^{-1}$

式(1.3.6)仅对($h\nu-E_g$)的数值在一个有限范围内成立。对于较大的值，α_d 上升到一仅随 ν 缓慢变化的值，变化曲线的斜率与能带的形状有关。

当考虑了自由空穴和电子之间的库仑相互作用时，式(1.3.6)必须加以修正，当 $h\nu\to E_g$ 时吸收不趋近于零，而趋近于一个稳定值，如图(1-4)所示。

在某些半导体材料中，根据量子选择定则，$k=0$ 的直接跃迁是禁止的，而在离开 $k=0$ 的直接跃迁是允许的，跃迁几率正比于 k^2，即正比于($h\nu-E_g$)，于是跃迁几率为

$$W_{if} = \text{常数}\times(h\nu - E_g) \qquad (1.3.9)$$

因而禁止的直接跃迁吸收系数 α_d 由下式给出：

$$\alpha_d = a(h\nu - E_g)^{\frac{3}{2}} \qquad (1.3.10)$$

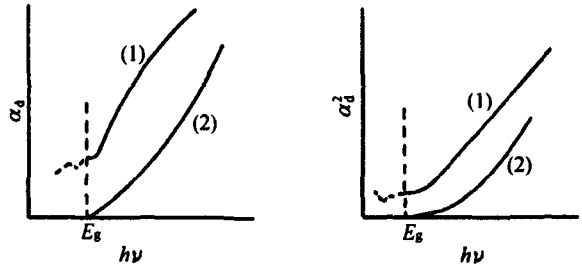

图 1-4　直接跃迁的吸收系数随频率的变化
曲线(1) 属于"允许的"跃迁;(2) 属于"禁止的"跃迁

$$a = \frac{2}{3}B(2m_r/m)f'_{if}/h\nu\ f_{if} \tag{1.3.11}$$

将(1.3.7)代入,若取 $f_{if}=1$,则式(1.3.10)上式可以表示为

$$\alpha_d = 4.5\times10^4\, f'_{if}\,\frac{(h\nu-E_g)^{\frac{3}{2}}}{h\nu}\ (\mathrm{cm}^{-1}) \tag{1.3.12}$$

若取 $h\nu=1\mathrm{eV}$,$h\nu-E_g=0.01$ eV,$f'_{if}=1$,则有 $\alpha_d=45\mathrm{cm}^{-1}$。

α_d 和 α_d^2 随 ν 变化的曲线形状如图 1-4 所示。对于允许的直接跃迁,α_d^2 随 ν 变化的曲线应该是一条直线,把它外推到 $\alpha_d^2=0$ 便可获得 E_g。

重掺杂半导体的本征吸收限向高频方向移动的现象称为布尔斯坦-莫斯移动,这是由于重掺杂半导体的费米能级进入了有关能带内部,费米能级在能带中的位置为 E_{F_n}。图 1-5 为 InSb 的布尔斯坦-莫斯移动图。在足够低的温度下,由于导带底能量低于 E_{F_n} 的状态已被电子占满,因此在光子能量 $h\nu\leqslant E_g+\xi_n$ 时向这些状态跃迁的本征吸收已经不可能,于是本征吸收带的长波限向较高能量方面移动一个等于 ξ_n 的值的距离。

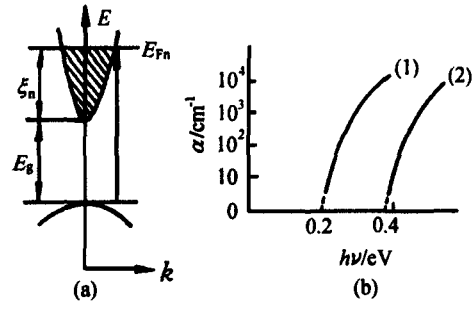

图 1-5　布尔斯坦 - 莫斯移动
(a) 能带图;(b) 本征吸收限:曲线
(1) 为未掺杂材料,曲线(2) 为重掺杂材料

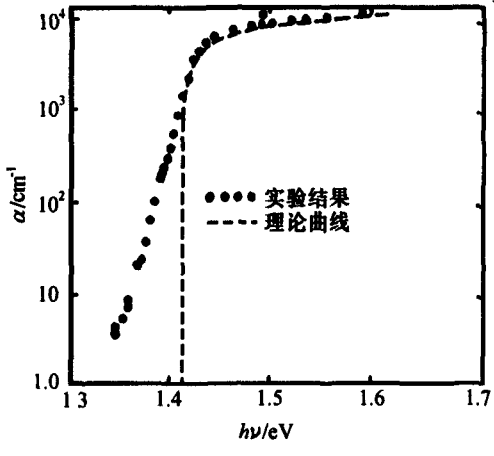

图 1-6　室温时 GaAs 的本征吸收限

根据式(1.3.6),允许直接跃迁吸收系数的光谱曲线如图 1-6 所示,本征吸收限处应为一条垂直线。但是实际上是观察不到这样的本征吸收限,实验结果是吸收系数随光子能量减小呈指数衰减。这种现象可以由带尾效应、载流子受到声子的非弹性散射、电场对半

导体的作用、自由激子与光学声子的作用等引起。

在重掺杂半导体中，由于杂质能带增宽，与主能带边缘相重叠而形成向禁带中伸展的指数式状态密度尾，这种带尾效应是造成重掺杂半导体吸收系数的指数式衰减的主要原因。

2） 间接跃迁

在间接带隙半导体中，由于导带最低状态的 k 值同价带最高能量状态的 k 值不同，因此价带顶的电子不能直接跃迁到导带底，因为动量不守恒。为了动量守恒，必须以发射或吸收一个或多个声子的形式把动量从晶格中取出或者交给晶格。由于多声子过程比起单声子过程可能性更小，所以主要考虑单声子过程。

令 P_1 为跃迁前的电子准动量，P_2 为跃迁后的准动量。略去被吸收的光子的动量，则大小为 (P_2-P_1) 的动量必须由晶格来补偿。这可以通过吸收一个动量为 (P_2-P_1) 的声子，或者是发射一个动量为 (P_2-P_1) 的声子来实现。为了简单起见，让我们取 $k_1=0$，$k_2=P_2/\hbar=k_{mn}$，于是，一个波矢量为 k_{min} 的声子必须被吸收或者被发射。根据从晶格振动谱得到的声子的能量与波矢量的关系，可获得相应于 k_{mn} 的声子能量 E_p。由价带顶到导带能谷之间的跃迁可以发生的最低频率由下式给出：

对于吸收一个声子的情形为

$$h\nu = E_g - E_p \tag{1.3.13}$$

对于发射一个声子的情形为

$$h\nu = E_g + E_p \tag{1.3.14}$$

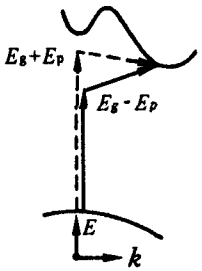

图 1-7 间接跃迁

从式(1.3.13)和(1.3.14)看出，两个最低频率确定了半导体本征吸收带的不同的长波限。现将由于间接跃迁(图 1-7)而引起的吸收系数 α_i 写成下面的形式：

$$\alpha_i = \alpha_e + \alpha_a \tag{1.3.15}$$

α_e 和 α_a 分别是由于声子的发射和吸收而引起的贡献，它们由下式给出：

$$\left.\begin{aligned} \alpha_a &= \frac{A(h\nu - E_g + E_p)^2}{e^{\frac{E_p}{kT}} - 1} && h\nu > E_g - E_p \\ &= 0 && h\nu \leqslant E_g - E_p \end{aligned}\right\} \tag{1.3.16}$$

$$\left.\begin{aligned} \alpha_e &= \frac{A(h\nu - E_g - E_p)^2}{1 - e^{\frac{E_p}{kT}}} && h\nu > E_g + E_p \\ &= 0 && h\nu \leqslant E_g + E_p \end{aligned}\right\} \tag{1.3.17}$$

式中：A 是 ν 的缓变函数；k 是玻尔兹曼常数。当 $h\nu > E_g+E_p$ 时，既可能发生有发射声子的光吸收，也可能发生有吸收声子的光吸收，其吸收系数由式(1.3.15)来表示。

纯净半导体在很低的温度下，只有极少数声子被激发，所以声子吸收的间接跃迁是很少的，其吸收系数很低。在重掺杂的间接带隙半导体中，间接跃迁可以通过另外两种过程来实现动量守恒。在低温下，虽然声子数目和杂质电离所产生的载流子都很少，但在 $E_g \gg E_p$ 情况下，散射过程可以近似看作是一个弹性过程，只改变跃迁电子的动量，而没有能量

需要全本请访问 www.ertongbook.com